

А.В. Бунчук

УЧЕТ КОЛЛЕКТИВНОГО РАССЕЯНИЯ ЗВУКА  
ЖЕЛЕЗОМАРГАНЦЕВЫМИ КОНКРЕЦИЯМИ

С помощью приближенного аналитического представления радиальной функции распределения разностных координат положений железомарганцевых конкреций проанализировано влияние ближнего порядка на интенсивность переизлучаемого конкрециями звукового поля.

В работе [1] предложена теоретическая модель отражения и рассеяния звука железомарганцевыми конкрециями (ЖМК), расположенными на поверхности глубоководных участков океанического дна. В рамках этой модели для описания взаимного расположения конкреций использовались одночастичная  $w_1(r)$  и бинарная  $w_2(r', r'')$  плотности распределения их горизонтальных координат  $r = \{x, y\}$ . При этом предполагалось, что функция  $w_1(r)$  не зависит от  $r$  ( $w_1(r) = 1/S$ , где  $S$  — площадь озвученного конкрециеносного участка дна), а функция  $w_2(r', r'')$  представлялась в виде

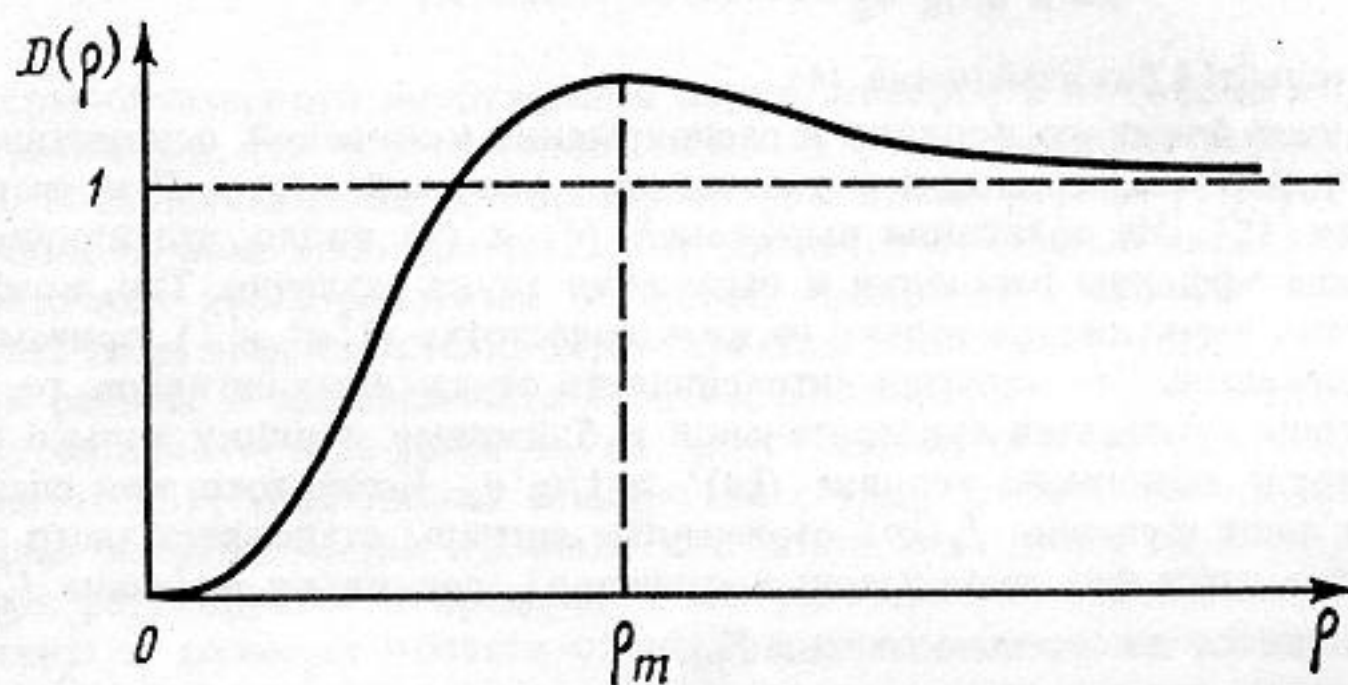
$$w_2(r', r'') = w_1(r')w_1(r'')D(\rho) = \frac{D(\rho)}{S^2}, \quad (1)$$

где  $\rho = r' - r''$ ,  $D(\rho)$  — так называемая радиальная функция распределения координат, учитывающая наличие ближнего порядка в расположении конкреций [2–4]. Следует отметить, что в окончательных выражениях, приведенных в [1], и, в частности, в выражениях для коэффициента обратного рассеяния с целью упрощения анализа полученных формул полагалось  $D(\rho) \equiv 1$ . Этим допускалось, что ближний порядок в расположении конкреций отсутствует и бинарная функция распределения является произведением одночастичных функций  $w_2(r', r'') = w_1(r')w_1(r'') = 1/S^2$ . Анализ эффекта, связанного с учетом ближнего порядка, помимо прочего, затруднялся отсутствием в литературе аналитического выражения для двумерной радиальной функции плоской системы твердых невзаимодействующих шаров, каковой в первом приближении можно считать конкреции. Тем не менее к настоящему времени известны основные свойства искомой радиальной функции, полученные чисто теоретически [5, 6], а также в результате численных расчетов [2, 3] и экспериментально [3, 4]. Кроме того, в литературе отмечалось [7–9], что учет коллективного эффекта в рассеянии заметно сказывается на конечных результатах. В связи с этим ниже проанализировано влияние этого эффекта в рамках модели отражения и рассеяния звука ЖМК, предложенной в работе [1].

Указанный анализ проведем, задав приближенное аналитическое выражение радиальной функции  $D(\rho)$ , учитывающее ее основные свойства. Как и в работе [1], ограничимся рассмотрением случая азимутально изотропного расположения конкреций, положив

$$D(\rho) = D(\rho) = 1 - (1 - \alpha\rho^2)e^{-\beta\rho^2}. \quad (2)$$

Здесь  $\alpha$  и  $\beta$  — положительные постоянные коэффициенты, значения которых могут выразиться через два параметра, характеризующих взаимное расположение ЖМК и имеющих размерность длины. Один из них — величина  $a = \sqrt{a^2}$ , где  $a^2$  — средний квадрат радиуса конкреций; другой — среднее расстояние между конкрециями, оцениваемое как  $(\bar{n})^{-1/2}$ , где  $\bar{n} = N/S$  — средняя концентрация ЖМК;  $N$  — число конкреций на достаточно большой площади  $S$ . Введем еще величину  $\epsilon = \pi a^2$ , представляющую собой умноженный на  $\pi$  квадрат отношения указанных параметров и носящую название "коэффициент упаковки конкреций". Очевидно,  $0 \leq \epsilon < 1$ .



Схематический график радиальной функции  $D(\rho)$ , описываемой выражением (2)

Схематический график радиальной функции (2) приведен на рисунке, из которого видно, что в соответствии с основными свойствами этой функции  $D(0) = 0$ ,  $D(\infty) = 1$ , и при  $\rho = \rho_m = \sqrt{(\alpha + \beta)/\alpha\beta}$  имеется максимум, превышающий единицу, причем, как следует из [3],

$$\frac{\rho_m^2}{a^2} \sim \frac{1}{\epsilon} \quad (3)$$

Последнее означает, что положение максимума однозначно связано со средним расстоянием между конкрециями:  $\rho_m \sim (\bar{n})^{-1/2}$ .

Акустические эффекты, связанные с введением радиальной функции, рассмотрим на примере выражений для коэффициента  $m$  обратного рассеяния звука конкрециями, а также интенсивности  $I'$  отраженного ими звукового сигнала при их нормальном зондировании. Ограничимся случаем, когда конкреции случайно и равномерно расположены на плоскости. При этом без учета коллективного эффекта в [1] получено:

$$\begin{aligned} m(\theta) &= \frac{\epsilon}{\pi} f_1(ka), \\ I' &= I'_{\text{эн}} + I'_{\text{фаз}}, \\ I'_{\text{эн}} &= \epsilon |p_0|^2 \text{tg}^2 \theta_a f_1(ka), \\ I'_{\text{фаз}} &= \frac{\epsilon^2 |p_0|^2}{k^2 a^2} f_2(ka). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $\theta$  — угол падения сигналов на дно, от которого  $m$  не зависит;  $k$  — волновое число звука в воде;  $f_1(ka)$  и  $f_2(ka)$  — функции, описывающие звукорассеивающие свойства отдельных конкреций (см. [1]);  $p_0$  — амплитуда излученной волны;  $\theta_a$  — полуширина диаграммы направленности приемно-излучающей системы. Слагаемые  $I'_{\text{эн}}$  и  $I'_{\text{фаз}}$ , составляющие  $I'$ , физически выделяются, исходя из условий формирования полного отраженного поля в точке приема: первое из них обусловлено чисто энергетическим (без учета фаз) сложением эхосигналов от отдельных конкреций, второе формируется из этих сигналов с учетом их фаз. Штрихи у величин  $I'$ ,  $I'_{\text{эн}}$  и  $I'_{\text{фаз}}$ , как и в работе [1], означают нахождение точки приема в ближней зоне отраженного поля.

Перейдем к учету коллективного эффекта с помощью функции (2). Неизвестные значения входящих в нее коэффициентов  $\alpha$  и  $\beta$  найдем из двух условий нормировки. Первое из них, связанное с нормировкой функции  $w_2$ , требует, чтобы значение интеграла  $C_1 = (1/S) \int D(\rho) d^2 \rho$  было близко единице. Согласно второму условию<sup>1</sup>, сформулированному в [6], интеграл  $C_2 = \bar{n} \int [D(\rho) - 1] d^2 \rho$  должен удовлетворять требованиям  $C_2 \approx 0$  при  $\epsilon = 0$  и  $C_2 \approx -1$  при  $\epsilon \approx 1$ . Нетрудно показать, что эти условия совместно с (3) приводят к следующему однозначному определению  $\alpha$  и  $\beta$ :  $\alpha = \pi \bar{n} / \xi$ ;  $\beta = 1/a^2$ ; где  $\xi \gg 1$ , при котором в силу  $\alpha/\beta = 1/\xi \ll 1$  имеем  $C_1 \approx 1$ ;  $C_2 \approx -\epsilon$ ;  $(\rho_m/a)^2 \approx \xi/\epsilon$ . Подставив теперь явный вид функции (2) в выражения (19) и (32) работы [1], после элементарного интегрирования найдем

$$\begin{aligned} m(\theta) &= \frac{\epsilon}{\pi} [f_1(ka) - \epsilon f_2(ka) e^{-k^2 a^2 \sin^2 \theta}]; \\ I' &= I'_{\text{эн}} + I'_{\text{фаз}}, \\ I'_{\text{фаз}} &= \frac{\epsilon^2 |p_0|^2}{k^2 a^2} f_2(ka) \left( 1 - \frac{k^2 a^2 \text{tg}^2 \theta_a}{1 + k^2 a^2 \text{tg}^2 \theta_a} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

причем значение  $I'_{\text{эн}}$  остается без изменения (4).

Таким образом, учет ближнего порядка в расположении конкреций, осуществленный посредством радиальной функции (2), приводит к уменьшению значений  $m(\xi)$  и  $I'$  за счет отрицательных слагаемых в скобках (5). Из сравнения выражений (4) и (5) видно, что влияние ближнего порядка на акустические эффекты рассеяния и отражения звука различно. Так, коэффициент обратного рассеяния заметно уменьшается только на низких частотах ( $k^2 a^2 \ll 1$ ), причем с увеличением  $\epsilon$  это уменьшение усиливается. Что касается интенсивности отраженных сигналов, то, как уже отмечалось в [1], ее величина становится чувствительной к ближнему порядку только на сравнительно высоких частотах, когда выполнено условие  $(ka)^2 \gg 1/\text{tg}^2 \theta_a$ . Более того, как следует из (5), при этом независимо от вида функции  $f_2(ka)$  отраженные сигналы становятся чисто некогерентными (т.е. формируются без учета фаз элементарных сигналов), поскольку величина  $I'_{\text{фаз}}$  уменьшается в  $(ka \text{tg} \theta_a)^2$  раз и становится значительно меньше  $I'_{\text{эн}}$ .

Полученные поправки к значениям коэффициента обратного рассеяния конкрециями и интен-

<sup>1</sup> В обозначениях работы [6]  $D(\rho) \equiv n_{1,2}(\rho)/\bar{n} = 1 + \nu(\rho)/\bar{n}$ .

сивности отраженных ими сигналов существенны при решении обратной акустической задачи — определении параметров конкреций по результатам их дистанционного гидроакустического зондирования [10], а также при интерпретации экспериментальных данных. Так, следующий из (5) вывод об уменьшении коэффициента обратного рассеяния при малых углах падения за счет коллективного эффекта, возможно, объясняет такого же рода особенности угловых зависимостей  $m(\theta)$ , выявленные в работе [11], при измерениях над конкреционными участками дна.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бунчук А.В., Ивакин А.Н. Энергетические характеристики эхо-сигнала от дискретных рассеивателей дна океана // Акуст. журн. 1989. Т. № 1. С. 8–18.
2. Лойко В.А., Иванов А.П., Дик В.П. Применение радиальной функции распределения к анализу рассеяния света в дисперсной среде // Журн. прикладной спектроскопии. 1985. Т. 42. № 5. С. 828–834.
3. Бунчук А.В., Ключев М.С. Две модели локального расположения железомарганцевых конкреций на дне океана // Океанология. 1989. Т. 29. № 6. С. 987–991.
4. Sundkwist K. Spacing statistics of manganese nodules on the sea floor // Marine Mining. 1983. V. 4. № 2–3. P. 255–264.
5. Боголюбов Н.Н. Избранные труды по статистической физике. М.: Изд-во МГУ, 1979. 343 с.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1964. С. 425–428.
7. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Случайные поля. Ч. 2. М.: Наука, 1978. С. 241–251.
8. Боровой А.Г., Ивонин А.В. Рассеяние волн на системе коррелированных центров // Изв. вузов. Сер. Физика. 1981. № 5. С. 31–36.
9. Барабаненков Ю.Н. Об относительном увеличении длины экстинкции излучения вследствие корреляции слабых рассеивателей // Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана. 1982. Т. 18. № 7. С. 720–726.
10. Антокольский Л.М., Бунчук А.В., Воловов В.И., Селивановский Д.А., Халилуллово Ш.Ш. Полигонные исследования рассеяния звука дном с конкрециями с помощью приповерхностного гидролокатора бокового обзора // Океанология. 1989. Т. 29. № 5. С. 748–754.
11. Житковский Ю.Ю., Зотов А.И., Савельев В.В., Фокин А.В. Особенности рассеяния звука дном океана, содержащим железомарганцевые конкреции // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 5. С. 884–888.

Акустический институт  
им. Н.Н. Андреева  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
12.11.90

УДК 534.232:539.1.04

© 1991 г.

Г.И. Геринг, В.С. Ковивчак

#### ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ТЕРМОАКУСТИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА, ВОЗБУЖДАЕМОГО В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ СИЛЬНОТОЧНЫМ ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ

В отличие от термооптического возбуждения звука, которое в последние годы интенсивно исследуется как теоретически, так и экспериментально [1], исследованию генерации звука пучками заряженных частиц посвящены главным образом теоретические работы [2]. Особенностью взаимодействия электронных пучков с твердыми телами является объемный характер энерговыделения, вследствие чего источник характеризуется глубиной, сравнимой с длиной волны возбуждаемого звука, что затрудняет теоретический анализ характеристик такого излучателя.

Цель настоящей работы — экспериментальное исследование пространственно-временных характеристик термоакустического источника звука, возбуждаемого в твердых телах сильноточным пучком электронов (СЭП). Источником электронов служил ускоритель со следующими параметрами: максимальная энергия частиц 0,3 МэВ; плотность тока пучка до 1 кА/см<sup>2</sup>; длительность импульса облучения регулируется в пределах 2–20 нс. Через ограничительную диафрагму, определяющую геометрию и размеры области облучения, пучок направляется на центральную часть плоской поверхности полуцилиндра диаметром 40 мм и высотой 40 мм, выполненного из дюрала Д16. Регистрация возбуждаемых продольных ( $L$ ) и поперечных ( $S$ ) акустических волн осуществляется как контактным методом (широкополосный аперриодический пьезодатчик, отличающийся от традиционно используемой конструкции [3] удлинением ( $l = 20$  мм) пьезоэлементом,